

Comunicación D-4

PARAMETRIZACIÓN DE LA TURBULENCIA EN MODELOS METEOROLÓGICOS

Joan Cuxart Rodamilans

Servicio de Predicción Numérica (INM)

RESUMEN

Los modelos numéricos necesitan una parametrización de los movimientos sub-rejilla, puesto que éstos influyen en las escalas resueltas por el modelo por interacciones no lineales.

Se presentará un esquema de turbulencia para modelos de circulación general y de mesoescala, junto con sus validaciones a muy alta resolución con un modelo no hidrostático. Se trata de un esquema de orden 1,5, con la energía cinética turbulenta como variable fundamental.

Se mostrarán resultados del esquema aplicado a situaciones de capa límite convectiva, capa límite con cizalladura de viento y un caso de Stratocumulus.

1. Introducción

Los modelos meteorológicos basados en la resolución de las ecuaciones básicas que gobiernan la atmósfera no son capaces de resolver todo el espectro de movimientos existentes en la atmósfera real. Los modelos deben representar dichas ecuaciones en forma discreta y las ondas resueltas sólo son aquellas mayores que el tamaño de la rejilla. Las ondas menores interactúan con los modos resueltos y los efectos de esta interacción no lineal acaban afectando a la correcta representación de las ondas meteorológicamente significativas al cabo de un cierto tiempo. La solución obvia sería aumentar la resolución del modelo hasta las ondas que se disipan por fricción, pero esto supone un coste computacional enorme y fuera del alcance de los computadores actuales.

Es por ello que se debe tener en cuenta de alguna forma en los modelos los efectos de las ondas no resueltas. Ello se hace introduciendo una parametrización de sus efectos, comúnmente llamada parametrización de la turbulencia. Aunque la turbulencia es un concepto físico bien definido, que representa la parte de los movimientos atmosféricos con un comportamiento cuasi-aleatorio en las pequeñas escalas, desde el punto de vista de la modelización de un fluido, la turbulencia no es un concepto absoluto, puesto que depende de la resolución con la que queramos simular nuestro flujo.

Los modelos atmosféricos convencionales pueden dividirse en tres grupos:

- 1) modelos globales, que cubren todo el globo;
- 2) modelos de área limitada, sobre un dominio de interés;
- 3) modelos de alta resolución, sobre pequeños dominios y para estudios fundamentales.

Los modelos globales, que incluyen tanto los de predicción meteorológica como los climáticos, trabajan a resoluciones superiores a los 50 km. Los de área limitada (LAM, siglas en inglés) trabajan tomando condiciones de contorno de los globales y a resoluciones que van desde el límite del hidrostático (unos 10 km) a unos 50 km. Los de alta resolución se utilizan fundamentalmente para investigación, focalizándose en el estudio de fenómenos particulares. Son no hidrostáticos, con resoluciones desde unos decenas de metros a unos 10 km.

Las ondas no resueltas en los modelos globales y de área limitada más energéticas suelen localizarse en las proximidades del suelo, la llamada capa límite atmosférica, pero también a sotavento de cadenas montañosas o generadas por capas de nubes en altura. Estos fenómenos suelen ser de dimensiones **enteramente** sub-rejilla y sus efectos deben parametrizarse de forma integral. Para modelos de alta resolución, estos fenómenos pueden estar parcialmente resueltos y sólo debe parametrizarse una parte de su contribución. He aquí las dos vías tradicionales de parametrización de la turbulencia.

La **parametrización** integral debe dar cuenta de la totalidad del fenómeno sub-rejilla. Focalizándonos en el caso de la capa límite, debe ser capaz de describir la física de ésta en casos de estratificación inestable o de alta cizalladura. La construcción de teorías capaces de ello no es trivial, puesto que debe basarse en el conocimiento fenomenológico de dichos procesos, describiéndolos en función de la información disponible en el modelo, es decir, de las variables de pronóstico.

La vía tradicional de construcción de dichas parametrizaciones ha sido utilizar datos de campanas experimentales. De todas formas, es difícil que las observaciones puedan darnos la información que queremos en estado ideal, debido a las inhomogeneidades del terreno, la no estacionariedad de las situaciones y otros factores fuera del control de las medidas. Una forma de mejorar el conocimiento de los mecanismos que controlan algunos fenómenos concretos que deseamos parametrizar es realizar simulaciones con modelos de alta resolución en condiciones ideales que difícilmente encontraremos en la atmósfera real. Se generan así bases de datos numéricas tridimensionales de las cuales podemos intentar derivar mejores teorías para los modelos a menor resolución.

Las simulaciones a alta resolución resuelven correctamente la mayor parte de las características de los fenómenos a simular en los modelos meteorológicos tradicionales, pero sigue habiendo escalas no resueltas que deben parametrizarse a su vez. No obstante, dichas escalas son ya cercanas a las disipativas, y se les suele aplicar la hipótesis de isotropía e inhomogeneidad. Esta hipótesis no es universal en toda circunstancia, pero puede asumirse en parte esta limitación debido a que el error cometido será proporcionalmente pequeño. De estas simulaciones pueden extraerse perfiles medios de los campos a parametrizar, considerándolos como «reales» y mejorar nuestras teorías por comparación con ellos.

2. Esquema de turbulencia

Puesto que se pretende obtener un esquema de turbulencia apto para modelos funcionando a cualquiera de las resoluciones mencionadas, debe ser suficientemente general y físicamente fundado. Hace falta tener un esquema de turbulencia tridimensional para altas resoluciones, es decir, que sea capaz de mezclar en las tres direcciones espaciales, puesto que asumimos que nuestra turbulencia sólo debe explicar aquí los remolinos puramente sub-rejilla hasta escalas disipativas. A menor resolución, queremos un **esquema** unidimensional, que, a partir de la información disponible en cada columna del modelo, sea capaz de hacerlo reaccionar convenientemente a los distintos forzamientos.

Para tratar matemáticamente la turbulencia, el enfoque tradicional es tomar las ecuaciones básicas del modelo y efectuar sobre ellas la descomposición de Reynolds, es decir, asumir que las variables son la suma de una parte media más una perturbación y desarrollar las ecuaciones para la suma de ambas. Bajo ciertas hi-

pótesis esto nos conduce a las mismas ecuaciones que al principio más un término que proviene de los términos no lineales (advección) que representa la contribución a los campos medios de las fluctuaciones. Son los llamados flujos turbulentos.

Estos flujos turbulentos pueden ser directamente sustituidos por expresiones que tratan de emular su comportamiento (clausura de primer orden) o pueden derivarse ecuaciones de evolución para ellos. Éste sería el caso de la clausura de segundo orden, que vería aparecer momentos estadísticos de tercer orden, y así sucesivamente. En los modelos ineteorológicos operativos se ha trabajado normalmente con clausuras de primer orden, computacionalmente económicas, asumiendo que los flujos son proporcionales a los gradientes locales:

$$\overline{w'f'} = K \frac{\partial f}{\partial z} \quad [1]$$

El problema de esta formulación es que es muy dependiente de cada estado del fluido y suele funcionar defectuosamente en muchos casos. Pero pasar a segundo orden supone introducir muchas nuevas variables de evolución en el modelo, con un coste excesivo en tiempo de cálculo.

Una tercera vía se impone como compromiso razonable, el uso de una sola variable que describa la intensidad de la turbulencia y parametrizar los flujos basándose en ella: la energía cinética turbulenta (ECT o e). Ésta se define como la suma de las varianzas de las fluctuaciones de la velocidad:

$$e = \frac{1}{2} \left(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} \right) \quad [2]$$

El esquema que proponemos se deriva de una simplificación del sistema completo de segundo orden, estacionarizándolo y usando la ECT como variable para el cálculo del coeficiente de difusión K . $K = K(e)$ implica que la mezcla turbulenta será proporcional a la intensidad de la turbulencia en cada punto. La parametrización final es

$$\overline{u'_i u'_j} = \frac{2}{3} \delta_{ij} e - \frac{4}{15} \frac{L}{C_m} e^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_m}{\partial x_m} \right) \quad [3]$$

$$\overline{u'_i \theta'} = -\frac{2}{3} \frac{L}{C_s} e^{\frac{1}{2}} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_i} \phi_i \quad [4]$$

$$\overline{u'_i q'} = -\frac{2}{3} \frac{L}{C_h} e^{\frac{1}{2}} \frac{\partial \bar{q}}{\partial x_i} \psi_i \quad [5]$$

$$\overline{\theta' q'} = C_2 L^2 \left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_m} \frac{\partial \bar{q}}{\partial x_m} \right) (\phi_m + \psi_m) \quad [6]$$

$$\overline{\theta'^2} = C_1 L^2 \left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_m} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_m} \right) \phi_m \quad [7]$$

$$\overline{q'^2} = C_1 L^2 \left(\frac{\partial \bar{q}}{\partial x_m} \frac{\partial \bar{q}}{\partial x_m} \right) \psi_m \quad [8]$$

$$\overline{u'_i \theta'_v} = -\frac{2}{3} \frac{L}{C_s} e^{\frac{1}{2}} \left[E_\theta \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_i} \phi_i + E_q \frac{\partial \bar{q}}{\partial x_i} \psi_i \right] \quad [9]$$

Éste es un sistema tridimensional, con coeficientes de difusión variables con la energía cinética, la estabilidad local según la función ϕ_i , y una longitud de mezcla que debe ser parametrizada a su vez. La versión unidimensional se obtiene tomando sólo los gradientes verticales y su implementación puede hacerse

como la suma de la turbulencia vertical y la de la horizontal, que sólo se calcula en el caso de necesitar una turbulencia tridimensional para modelos de alta resolución.

Para cerrar completamente nuestro sistema de ecuaciones necesitamos dar un valor a la longitud de mezcla. Las opciones que se proponen son:

- para turbulencia 1D: L parametrizada en función de la ECT y la flotabilidad como sigue

$$\int_Z^{Z+I_{up}} \beta [\Theta(Z) - \Theta(Z')] dZ' = e(Z) \quad [10]$$

$$\int_{Z-I_{down}}^Z \beta [\Theta(Z') - \Theta(Z)] dZ' = e(Z) \quad [11]$$

$$L = (I_{up} \cdot I_{down})^{1/2} \quad [12]$$

donde L representará el recorrido que una partícula desplazada de su posición inicial con energía inicial e puede recorrer hasta ser frenada bien por el suelo o por los efectos de una estratificación estable.

- para turbulencia 3D: L representará el tamaño de la rejilla:

$$L = (\Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z)^{1/3} \quad [13]$$

Las funciones ϕ actúan como modificadores de esta longitud, aumentándola en caso inestable y disminuyéndola en caso estable.

3. Algunas simulaciones

Para explorar la validez del camino escogido, se han realizado **simulaciones** a alta resolución ya existentes en la literatura para intentar reproducir sus resultados, y posteriormente se han realizado simulaciones unidimensionales de los mismos casos con el mismo código. Se discutirán brevemente las características de las experiencias tridimensionales y la aptitud del esquema para su parametrización unidimensional, destacando la sensibilidad del esquema a la formulación de la longitud de mezcla.

3.1. Capa límite convectiva

Se trata de una simulación sobre un dominio de 6,4 km de dimensiones horizontales con una altura de 2,4 km. Hay 40 puntos de cálculo en cada dirección, lo que corresponde a una resolución de 160 metros en la horizontal y de 60 metros en la vertical. Es un caso con calentamiento homogéneo y constante en su frontera inferior, con una inversión localizada, en su instante final, a unos 1 850 m de altura. Se muestran en la Fig. 1 dos cortes verticales correspondientes a los campos de temperatura potencial y velocidad vertical positiva. Se identifican las zonas de ascendencia como plumas estrechas rodeadas de amplias zonas de corrientes descendente~La inversión aparece ondulada debido al efecto de las corrientes ascendentes que la deforman localmente. Puede verse cómo aparecen muchas ascendencias cerca del suelo, pero sólo unas pocas llegan a tener energía suficiente para desarrollarse hasta la inversión. Debajo se muestra un corte horizontal bajo la inversión del campo de ECT, que nos indica la distribución de las estructuras a dicho nivel. Puede observarse cómo las zonas de mayor ECT, correspondientes a las ascendencias, están separadas unos 2 km entre sí, dando idea de la dimensión característica de las térmicas para este caso.

Podemos luego comparar (Fig. 1, abajo derecha) las salidas promediadas espacio-temporalmente de esta simulación con los perfiles resultantes de la simulación unidimensional del mismo caso con el mismo esquema de turbulencia. Vemos que el campo de temperatura potencial tiene el mismo calentamiento en los dos casos pero con una ligera subestimación de la altura de la capa límite. La ECT unidimensional muestra

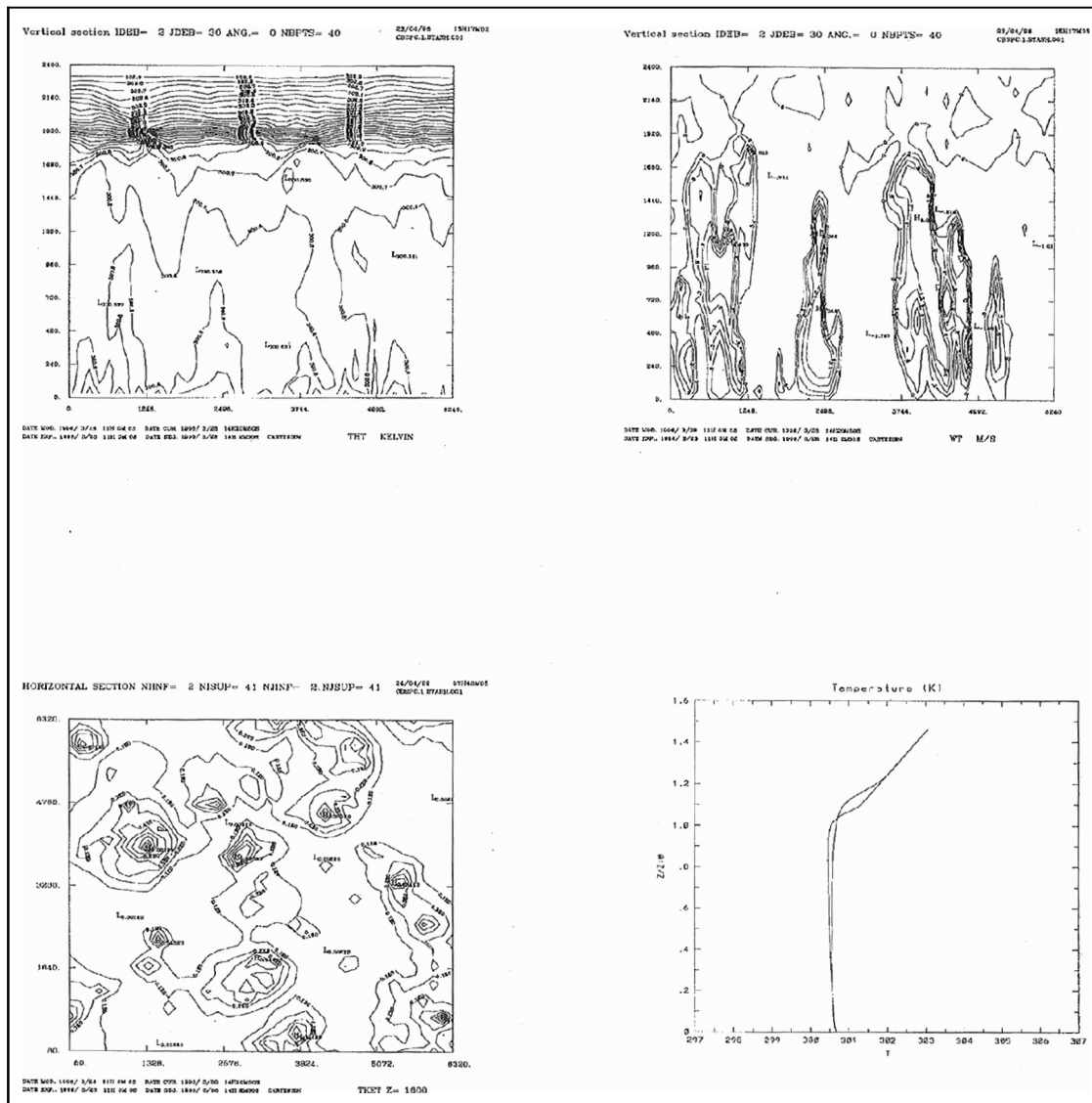


Fig. 1. Caso CBL: Arriba: cortes verticales de temperatura potencial y de $W > 0$. Abajo izquierda: corte horizontal de TKE bajo la inversión. Abajo derecha: superposición perfil medio LES con parametrización 1D

una subestimación cerca del suelo, correspondiente a los movimientos de pequeña escala cerca del suelo que la parametrización unidimensional no es capaz de ver, al ser el viento nulo en este caso. Vemos, pues, que con el mismo esquema, podemos realizar con resultados aceptables tanto la simulación tridimensional como la unidimensional, e identificamos las limitaciones básicas del esquema como parametrización, lo que nos permitirá focalizarnos en la mejora de ésta.

3.2. Emulación de un estratocúmulos

En este caso se simula una inversión en la cual se impone un enfriamiento radiativo equivalente al que ocurre en la cima de una capa de Sc. Este enfriamiento radiativo desestabiliza la inversión, y burbujas de aire frío caen por gravedad hacia capas más bajas, generando movimientos turbulentos bajo el Sc. Se trata de un caso completamente desligado de las condiciones de superficie. El dominio horizontal es de 3 200 m y el vertical de 1 250, con resoluciones respectivamente de 50 y 25 metros. La altura de la inversión se localiza a 700 metros. La Fig. 2 nos muestra las circulaciones resueltas por el modelo bajo la inversión, mediante los campos de temperatura más fría que la media y el de velocidades descendentes. Se observan descendencias estre-

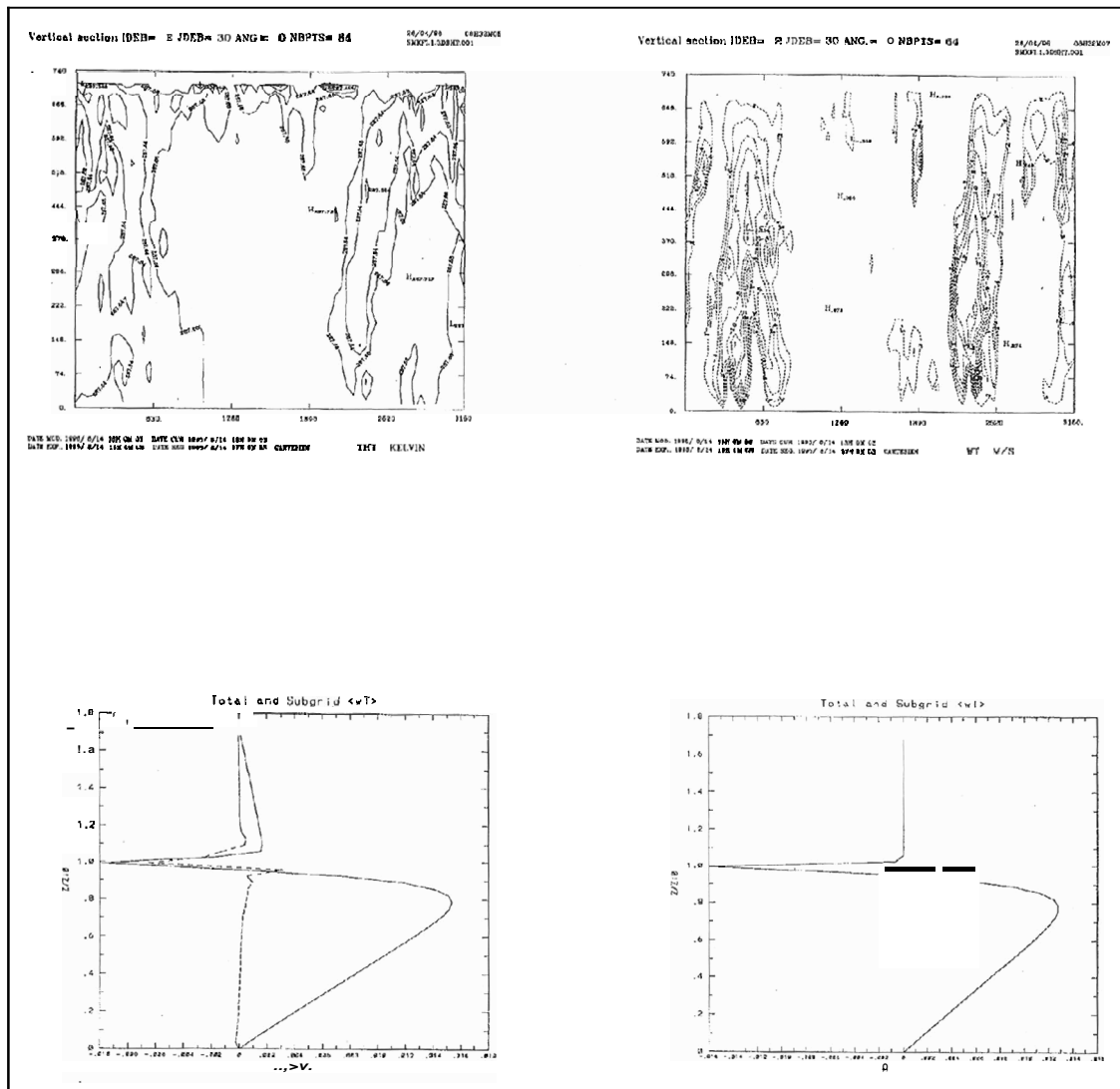


Fig. 2. Caso SC: Arriba: cortes verticales de temperatura potencial y de $W < 0$ bajo la inversión. Abajo izquierda: flujo de calor LES. Abajo derecha: flujo de calor 1D

chas y ascensiones alrededor forzadas por continuidad. Se comparan en la Fig. 6 las salidas medias del flujo de calor medio de la simulación tridimensional con el de la parametrización. Se capturan los rasgos básicos del fenómeno, pero se subestima ligeramente el flujo positivo bajo la inversión.

3.3. Capa con cizalladura y sin estratificación térmica

Éste es un caso de interés teórico para forzar el esquema a trabajar en situaciones extremas. En la atmósfera existen casos de estratificación neutral con cizalladura, pero normalmente confinadas bajo una inversión. La simulación tridimensional es satisfactoria, generando estructuras alineadas con el viento medio (Fig. 3). Arriba se muestra un corte vertical de la componente u y a su derecha la salida media de la simulación de alta resolución del flujo turbulento vertical de dicha componente. En el centro, dos cortes horizontales de u y w muestran la estructura de los remolinos cerca del suelo, alargados según el viento medio. La parametrización unidimensional, al estar basada en la presencia de estratificación, es incapaz de generar una longitud de mezcla representativa de la turbulencia para este caso. Ello nos muestra que nuestra parametrización no es apta para una atmósfera neutralmente estratificada en su totalidad. Afortunadamente éste es un caso poco frecuente, pero indica una vía de investigación para mejorar el esquema, fundamentalmente me-

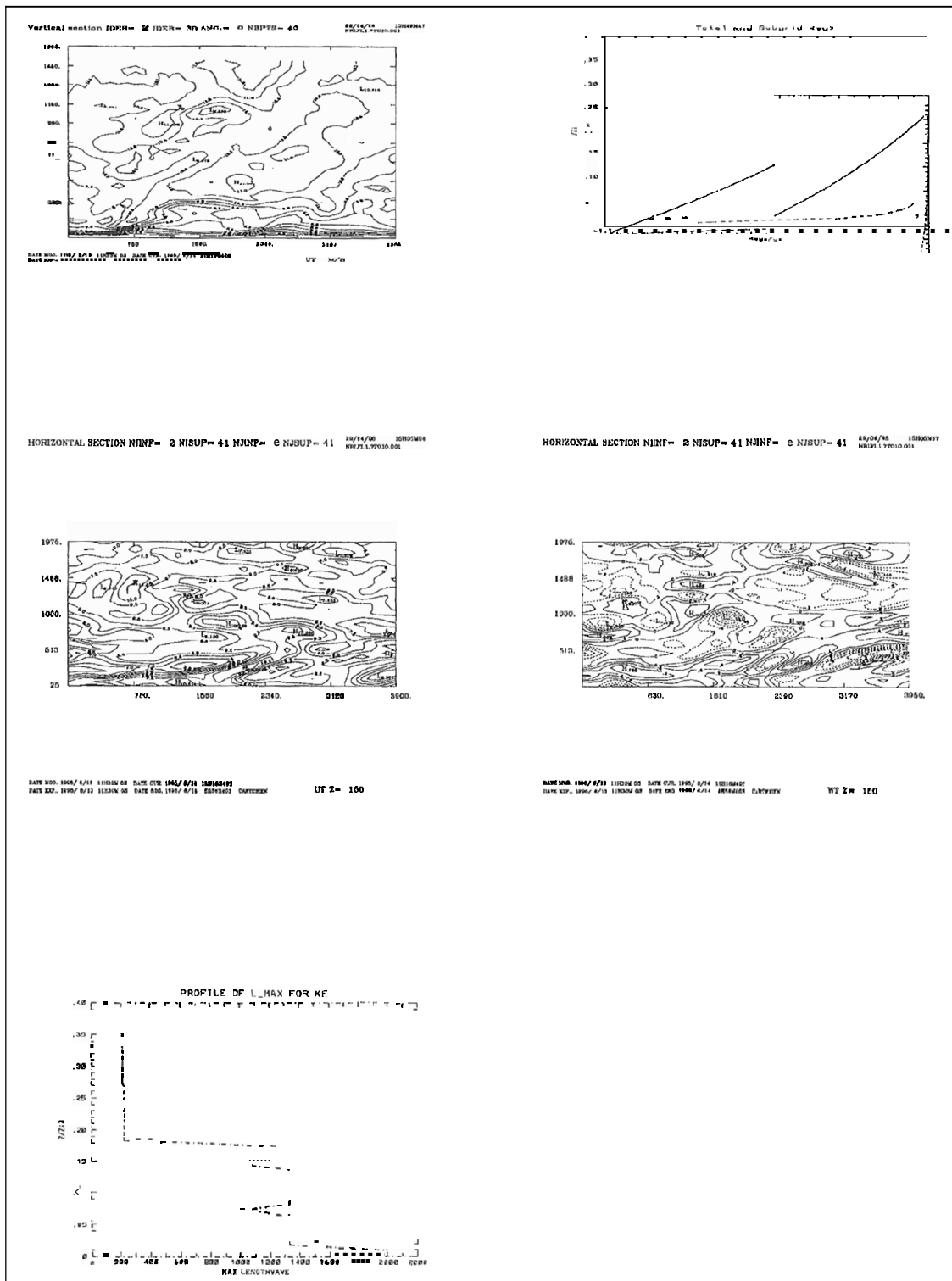


Fig. 3. Caso neutro: Arriba: cortes verticales de U y el flujo $\overline{u'w'}$ total y submalla. Centro: Cortes horizontales a 150 metros de U y W . Abajo: Perfil de longitudes de onda correspondientes al modo más energético para la energía cinética turbulenta resuelta

diente una más adecuada parametrización de la longitud de mezcla. Hemos obtenido una longitud que corresponde a la talla de los remolinos más energéticos en cada altura mediante análisis espectral (Fig. 3, abajo), que puede ser una candidata para longitud de parametrización.

4. Conclusiones

Con el esquema propuesto hemos sido capaces de simular, con el mismo modelo meteorológico no hidrostático y el mismo esquema de turbulencia, tres casos **fundamentales** de capa límite atmosférica a alta resolución, lo que nos indica su bondad para esta función. La parametrización unidimensional escogida es capaz de simular con una aproximación suficiente casos en los que la notabilidad está presente en la capa límite. Éste es el caso en la mayoría de las situaciones. Deben mejorarse todavía algunos aspectos, fundamentalmente la parametrización de la longitud de mezcla.